ついでであるが，$T \to T_c + 0^+$ に於ても，所謂 mass－enhancement はない，然し個別粒子状態の巾が大きくなる（critical broadening），事がわかった。

Critical Fluctuationの非線型効果

蔵 本 由 紀（京大理）

Cooperative system の自由エネルギーは local order parameter の非線型効果まで考りょに入れると近似的に，

$$F = \sum_{\mathbf{K}} (a_1 - a_2 \gamma_{\mathbf{K}}) \eta_{\mathbf{K}} \eta_{-\mathbf{K}} + \frac{a_3}{N} \sum_{\mathbf{K}_1\mathbf{K}_2\mathbf{K}_3} \eta_{\mathbf{K}_1} \eta_{\mathbf{K}_2} \eta_{\mathbf{K}_3} \eta_{-\mathbf{K}_1-\mathbf{K}_2-\mathbf{K}_3} \cdots\cdots (1)$$

と書かれる。（物性研究 vol. 8 no. 1, p. 57）ここに η_K は local order parameter のフーリエ成分である。

$\xi^{(1)}_{\mathbf{K}} = \eta^{(1)}_{\mathbf{K}}$，　$\xi^{(2)}_{\mathbf{K}} = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{K}_1, \mathbf{K}_2, (\mathbf{K}_1+\mathbf{K}_2) \neq \mathbf{K}} \eta_{\mathbf{K}_1} \eta_{\mathbf{K}_2} \eta_{-\mathbf{K}_1-\mathbf{K}_2+\mathbf{K}}$ で定義される量 $\xi^{(1)}_k$, $\xi^{(2)}_k$ を用いると $\xi^{(1)}_k$, $\xi^{(2)}_k$ に関する effective free energy は多少やっかいな議論の結果次の形に書ける。

$$F(\xi^{(1)}_{\mathbf{K}}, \xi^{(2)}_{\mathbf{K}}) = A_{11}(\mathbf{K}) \xi^{(1)}_{\mathbf{K}} \xi^{(1)}_{-\mathbf{K}} + A_{12} (\xi^{(1)}_{\mathbf{K}} \xi^{(2)}_{-\mathbf{K}} + \xi^{(2)}_{\mathbf{K}} \xi^{(1)}_{-\mathbf{K}})$$

$$+ A_{22}(k) \xi^{(2)}_k \xi^{(2)}_{-k} = \boldsymbol{\xi}_{\mathbf{K}}^{*} A \, \boldsymbol{\xi}_{\mathbf{K}} . \cdots\cdots (2)$$

ここに，

$$A_{11}(\mathbf{K}) = a_1 - a_2 \gamma_{\mathbf{K}} + 6 a_3 \frac{1}{(2\pi)^3} \int \phi_{\mathbf{K}} d\mathbf{K}, \quad A_{12} = 4 a_3$$

$$A_{22}(\mathbf{K}) \simeq \frac{2}{k_B T}\left[\frac{6}{(2\pi)^3}\int \phi_{\mathbf{K}_1}\phi_{\mathbf{K}_2}\phi_{\mathbf{K}-\mathbf{K}_1-\mathbf{K}_2} d\mathbf{K}_1 d\mathbf{K}_2\right]^{-1}$$

但し

$$\phi_{\mathbf{K}} = \langle \eta_{\mathbf{K}}\eta_{-\mathbf{K}} \rangle$$

近似Ⅰ. (1) の右辺オ二項のうち diagonal な部分，つまり $\eta_{k1}\eta_{-k1}$・$\eta_{k2}\eta_{-k2}$ タイプの項だけを考りょに入れた場合には (2) の右辺オ二項は消えて，結局，

$$\phi_k = \frac{k_B T}{2A_{11}(k)}$$

が得られる。$A_{11}(k)$ 自身がまた ϕ を含んでいるが，次元解析の結果 T_c 近傍 small k に対して，

$$\phi_k^{-1} \sim Ck^2 + (T-T_c)^2$$

が得られる。又 T_c の値は単純な Ornstein − Zernike （つまり (1) のオ二項を全く無視した場合）より下がることも示せる。

近似Ⅱ. (2) をそのまま使えば Correlation fn. は

$$\phi_k = \frac{K_B T}{2}\left\{\frac{U_{11}^2(k)}{\lambda_1(k)} + \frac{U_{12}^2(k)}{\lambda_2(k)}\right\}$$

と書ける。ここに λ_α は A_k の eigenvalue，$U_{\alpha\beta}$ は A_k を対角化するユニタリー変換の行列要素である。$T = T_c$ で小さい方の個有値 $\lambda_1(0)$ はゼロになるが $\lambda_2(0)$ は positive finite にとどまる。ϕ_k の函数形又は漸近形は λ_α の中に含まれる $A_{22}(k)$ が上記のように複雑だから分らない。

ところで (2) に Onsager の linear assumption を適用すると time correlation は，

$$\phi_k(t) = U_{11}^2(k)\,\varphi_k^{(1)} e^{-L_k^{(1)}\lambda_1(k)t} + U_{12}^2(k)\,\varphi_k^{(2)} e^{-L_k^{(2)}\lambda_2(k)t}$$

が得られる。ここに $\varphi_k^{(\alpha)} = \langle \zeta_k^\alpha \zeta_{-k}^\alpha \rangle$ 但し ζ_k^α は A_k の eigen vector-

の成分であり $T \to T_c$ で $\psi_0^{(1)} \to \infty$, $\psi_0^{(2)} \to$ finite, 又 $L_k^{(\alpha)}$ は kinetic coefficient である。これから例えば複素誘電率は，

$$\varepsilon(\omega) = \frac{\psi_0^{(1)}}{i\omega\tau_1 + 1} + \frac{\psi_0^{(2)}}{i\omega\tau_2 + 1}, \quad \tau_1 = (L_0^{(2)} \lambda_1(0))^{-1}, \tau_2 = (L_0^{(2)} \lambda_2(0))^{-1}$$

となって T_c でも $\varepsilon(\omega)$ の real part が finite に残るという実験事実を説明することができる。

非線形緩和過程の現象論

西　川　恭　治（京大理）

ここで問題にするのは，秩序無秩序型強誘電性転移を行なう物質が，転移温度 T_c の直上で示す次の三つの性質である。

1) Susceptibility $\chi(\omega)$ の実数部分 $\chi'(\omega)$ が，$\omega \sim$ KMC 附近で ω^{-1} に比例する。これは，デバイモデルによる理論（$\chi'(\omega) \sim \omega^{-2}$）では説明できない。[1]

2) $\chi'(\omega)$ （$\omega \neq 0$）は $T = T_c$ で有限に止まる。これもデバイ理論（$\chi'(\omega) \to 0$）と相容れない。[1) 2)]

3) $\chi(\omega)$ の虚数部分 $\chi''(\omega)$ はデバイ理論で大体説明される。

これらの性質は，通常，デバイ理論の mono－dispersive relaxation に対して，poly－dispersive relaxation 或は緩和時間の分布という形で記述されている。 1)，2) の形でデバイ理論からずれて来る温度領域は，TGS や $Ca_2Sr(C_2H_5CO_2)_6$ では，大体

$$(T - T_c)/T_c \lesssim 1/100$$

である。

私はこれを，T_c 近傍で現われる spatial fluctuation の非線形効果と